Untersuchungen über den Hochfrequenzwiderstand an Schichtwiderständen

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde,
genehmigt von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Wilhelm-Universität zu Berlin

von
Hans Strack
aus Wollin / Pommern

Tag der Promotion: 21. Oktober 1937
Tag der mündlichen Prüfung: 9. Juni 1937

N 56

Referenten: Professor Dr. Leithäuser,
Professor Dr. Wehnelt

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderdruck aus „Funktechnische Monatshefte“ 1937, Heft 10
Verlag: Weidmannsche Verlagsbuchhandlung, Berlin SW 68

Einleitung

Der Widerstand fester Leiter vergrößert sich im allgemeinen mit der Frequenz. Diese als Skineffekt bekannte Tatsache wird nun auch bei der Konstruktion von Hochfrequenzwiderständen beachtet, indem dünne Schichten auf Isolierkörper aufgebracht werden. Theoretisch haben dann diese Leiter infolge ihres geringen Querschnitts keine Widerstandsvergrößerung. Eine Untersuchung solcher Widerstände zeigte dann auch nie ein Anwachsen des Widerstandswertes mit der Frequenz.

Schaltet man jedoch Schichtwiderstände großer Ohmwerte Schwingungskreisen mit hoher Eigenfrequenz parallel, so nimmt mitunter die zusätzliche Bedämpfung der Kreise in solchem Maße zu, daß sie mit den aus dem Gleichstromwert theoretisch ermittelten Bedämpfungswerten nicht mehr in Einklang zu bringen sind. Es ergibt sich sogar, daß die Kreise durch Widerstände höherer Ohmwerte stärker bedämpft werden als durch solche mit etwas kleinerem Ohmwert. Diese Erscheinung läßt schließen, daß mit wachsender Frequenz der Widerstandswert abnehmen muß. Es ist also wünschenswert zu wissen, aus welchen Gründen dieser Frequenzgang von Schichtwiderständen auftritt.

Die ersten Untersuchungen hierzu sind von Boella ausgeführt und von ihm als rein kapazitiver Einfluß längs der Leiterschicht erklärt worden. Ähnliche Ergebnisse wurden von Puckle erzielt. Dier hierzu angestellten theoretischen Erwägungen stimmen jedoch mit den Meßergebnissen nicht völlig überein, so daß auch andere Einflüsse als die angegebenen für die Widerstandserniedrigung maßgeblich sein können.

Bestimmung der zur Messung verwendbaren Formeln

Die bisher verwandten Formeln zur Ermittlung des Hochfrequenzwiderstandes von Schichtwiderständen sowie die Meßgeräte sind z. T. auf Vernachlässigungen zusammengestellt worden, die besonders bei hohen Frequenzen keine ausreichende Meßgenauigkeit aufkommen lassen. So ging man z. B. davon aus, die durch den parallel geschalteten Widerstand verursachte zusätzliche Dämpfung an einem Schwingungskreis durch einen in diesen geschalteten niederohmigen Widerstand zu ersetzen. Das erfordert jedoch zur Vermeidung des Skineffektes bei hohen Frequenzen sehr dünne Drähte, bei denen die rein mechanischen Fragen schon schwer zu lösen sind. Weiter wird durch den eingeschalteten Drahtwiderstand sowohl die Kapazität wie auch die Induktivität des Gesamtkreises während der Messung geändert, so daß zumindest bei kurzen Wellen das zur Messung erforderliche Verhältnis von Induktivität und Kapazität nicht konstant bleibt. Man ist deshalb wohl auch nie über Frequenzen von $5 \cdot 10^6$ Hz hinausgegangen. Da aber normalerweise erst bei etwa 10^6 Hz nennenswerte Abweichungen sich zeigen, ist zu erwarten, daß bei Frequenzen über $5 \cdot 10^6$ Hz neue Schlüsse für das Verhalten von Schichtwiderständen gefunden werden können. Aus diesen Gründen wurde deshalb nach einer Meßmethode gesucht, die alle oben angeführten Fehler nach Möglichkeit vermeidet und auch noch Messungen bei höheren Frequenzen gestattet.

In erster Linie muß also festgestellt werden, bis zu welchen Grenzen die für geringe Dämpfungen geltenden Gesetzmäßigkeiten für Schwingungskreise noch brauchbar sind.

Wird eine Induktivität L lose mit einem Hochfrequenzgenerator gekoppelt, so entsteht an ihr eine Spannung U_0, die, falls keinerlei kapazitive Kopplung zwischen Generator und Spule besteht, gegeben ist durch:

$$U_0 = -L_{12}\frac{dI}{dt} = -j\omega L_{12} I \quad \ldots \quad (1)$$

Eine der Induktivität parallel geschaltete Kapazität C bewirkt dann eine Spannungsänderung, die mit U_0 durch die Beziehung:

$$U = \frac{U_0}{\sqrt{\frac{1}{\omega^2 C^2 R_p^2} + \left(1 - \frac{1}{\omega^2 L C}\right)^2}} \quad \ldots \quad (2)$$

verknüpft ist. R_p stellt hierbei ein dem Schwingungskreis parallel gesetzt gedachten Widerstand dar, der die Verluste im Kreise charakterisieren soll.

Man bezeichnet allgemein

$$\frac{1}{\omega C R_p} = d \quad \text{mit Dämpfung} \quad \ldots \quad (3)$$

$$1 - \frac{1}{\omega^2 LC} = x \quad \text{mit Verstimmung} \quad \ldots \quad (4)$$

Es nimmt also U einen größten Wert an, wenn der Radikand im Nenner von (2) ein Minimum hat. Es gilt somit

$$-\frac{2}{\omega^3 C^2 R_p^2} - 4\left(1 - \frac{1}{\omega^2 LC}\right)\frac{1}{\omega^3 LC} = 0 \quad \ldots \quad (5)$$

Für den Fall der maximalen Spannung wird somit die Resonanzgleichung nach einfacher Umrechnung

$$\frac{1}{\omega_r^2} = LC\left(1 + \frac{L}{2CR_p^2}\right) \quad \ldots \quad (6)$$

Durch Einsetzen dieser Gleichung in (2) kann man nach einer geringfügigen Vernachlässigung (2) so umformen, daß U gegeben ist zu:

$$U_1 = \frac{U_0}{d} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{d}{\omega}\right)^2 + \left(\frac{d}{\omega}\right)^4}} \quad \ldots \quad (7)$$

Im vorliegenden Falle sind jedoch die für d einzusetzenden Werte stets kleiner als 1; für ω hingegen stets größer als 10^5. Deshalb kann man, ohne einen bemerkenswerten Fehler zu begehen, die aus d und ω gebildeten Größen unter dem Wurzelzeichen vernachlässigen, da diese sehr klein gegen 1 sind. Dann wird

$$U_1 = \frac{U_0}{d} \quad \ldots \quad (8)$$

Das gleiche Ergebnis erhält man auch, wenn in (2) die Verstimmung $x = 0$ gesetzt wird.

Somit bestimmt sich der Resonanzwiderstand des Kreises zu:

$$R_p = \frac{1}{\omega C}\frac{U_1}{U_0} \quad \ldots \quad (9)$$

oder

$$R_p = \frac{1}{\omega C}\frac{1}{d} \quad \ldots \quad (10)$$

Wird nun dem in Resonanz liegenden Schwingungskreis der zu messende Widerstand R_{px} parallel geschaltet, so ergeben sich für ihn nach einfacher Umformung die Gleichungen

$$R_{px(d)} = \frac{1}{\omega C}\frac{1}{d_2 - d_1} \quad \ldots \quad (11)$$

$$R_{px(d,U)} = \frac{1}{\omega C d_1}\frac{U_2}{U_1 - U_2} \quad \ldots \quad (12)$$

$$R_{px(U)} = \frac{1}{\omega C}\frac{U_1 U_2}{(U_1 - U_2)U_0} \quad \ldots \quad (13)$$

wobei der Index $_2$ die durch zusätzliche Bedämpfung von R_{px} sich ergebenden Werte kennzeichnen soll.

Die Bestimmung der Dämpfungsgröße läßt sich nach der Halbwertbreitenmethode leicht durchführen. Nach (2) kann durch Ändern des Drehkondensators die Schwingkreiskapazität so gewählt werden, daß die Verstimmung x gleich der Dämpfung d ist. Das Quadrat der Spannung am Kreise sinkt dann auf die Hälfte des Quadrats der Resonanzspannung ab. Es gilt demnach für dieses Spannungsverhältnis:

$$d = 1 - \frac{1}{\omega^2 L (C_r + \triangle C)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

und hieraus nach Umrechnung:

$$d = \frac{\triangle C}{C_r}\left(1 - \frac{\triangle C}{C_r} + \ldots\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Für kleine Werte von d kann man die Glieder in der Klammer gegen 1 vernachlässigen, so daß wird:

$$d = \frac{\triangle C}{C_r} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

Will man an Stelle des halben Spannungsquadrates sich auf die mitunter leichter zu messende halbe Resonanzspannung beziehen, so ergibt sich für diese Forderung:

$$d = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{\triangle C}{C_r} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

Für größere Werte von d ergibt sich demnach unter Benutzung von (16) oder (17) ein Fehler, der nicht mehr zu vernachlässigen ist.

Bei starker zusätzlicher Bedämpfung des Schwingungskreises durch den zu messenden Widerstand wird aber d_2 so groß, daß hierfür (11) nicht mehr den Anforderungen an Genauigkeit entspricht. Für kleine zusätzliche Bedämpfungen ist hingegen d_1 von d_2 in geringem Maße verschieden. Da die Differenz d_2—d_1 auf Differenzbildung zweier Differenzkapazitäten hinausläuft, ist dieser Wert mit verhältnismäßig hohen Meßfehlern behaftet, falls nicht Meßkondensatoren außerordentlicher Präzision und hoher Ablesegenauigkeit der Kapazitätswerte zur Verfügung stehen. Aus diesen Gründen ist die Beziehung (11) zur Ermittlung des Hochfrequenzwiderstandes unzweckmäßig.

Die Bestimmung der Spannung U_0 stößt auf meßtechnische Schwierigkeiten; einerseits weil sie zumeist ziemlich klein ist, andererseits weil durch die Spulenkapazität und der Kapazität der zur Messung verwendbaren Voltmeter eine Resonanzbedingung erfüllt sein kann, die ungefähr einer der Oberwellen der Generatorfrequenz entsprechen könnte. Somit fällt auch (13) zur Bestimmung des Widerstandswertes fort.

Die Spannungen U_1 und U_2 können mit einem Röhrenvoltmeter leicht gemessen werden, da die hinzukommenden Dämpfungen als auch die Kapazitäten im Falle der Resonanz keinen störenden Einfluß haben, falls auch die anderen zu messenden Größen bei angelegtem Voltmeter bestimmt werden. Für die folgenden Untersuchungen ist demnach (12) am geeignetsten.

Beschreibung der Apparatur und Betrachtung der Meßfehler

Die Spannungen U_2 und die Differenzspannungen U_1—U_2 sind in (12) als Verhältniswert zu finden. Es ist demnach lediglich ein Meßgerät erforderlich, bei dem diese Spannungen lineare Funktionen einer Größe V sind. Als günstigste Meßmethode hat sich hierfür die Spitzenspannungsmethode erwiesen.

Dem Gitter einer Elektronenröhre wird eine solche Vorspannung gegeben, daß der Arbeitspunkt auf der Röhrenkennlinie in das Gebiet der größten Krümmung verlegt wird. Wird nun zwischen Gitter und Kathode eine Wechselspannung gelegt, so vergrößert sich der Anodenstrom. Durch zusätzliche Gittervorspannung kann dieser nun wieder auf den gleichen Wert gebracht werden. Bei absoluter Gleichrichtung entspricht dann die zusätzliche Gittervorspannung der Amplitude der angelegten Wechselspannung. Die Eichung eines solchen Röhrenvoltmeters mit 50periodigem Wechselstrom liefert jedoch infolge der quadratischen Gleichrichterwirkung eine Kurve, die bei Spannungen unter 5 V von dem sonst linearen Verlauf abweicht (s. Abb. 1). Es wurde deshalb

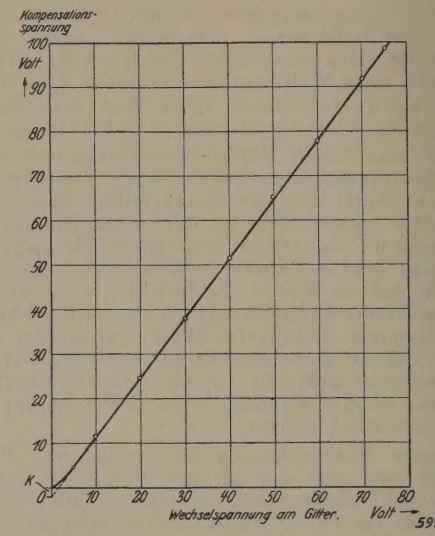

Abb. 1. Abhängigkeit der angelegten Wechselspannung von der Kompensationsspannung des Röhrenvoltmeters

der gerade Teil so weit nach unten verlängert, bis er die Ordinate schneidet. Der Wert vom Nullpunkt bis zum Schnittpunkt stellt dann eine Korrektionsgröße K dar. Somit ist, wie aus der Eichkurve ohne weiteres ersichtlich,

$$\frac{U_2}{U_1 - U_2} = \frac{V_2 + K}{V_1 - V_2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

Um das Verhalten dieses Röhrenvoltmeters bei Hochfrequenzspannungen zu ermitteln, wurde ein Vergleich mit einem statischen Voltmeter angestellt, bei dem eine Meßgenauigkeit von ± 2 % bis zu einer Frequenz von 10^7 Hz garantiert ist, sofern man von kapazitiven Einflüssen absehen kann. Da die Vergleichsmessungen an einem Schwingungskreis vorgenommen wurden, ging die Voltmeterkapazität in die abstimmbare Meßkreiskapazität mit ein. Beim Vergleich zeigten sich unwesentliche Abweichungen, die nur die Neigung des geraden Teils der Eichkurve geringfügig beeinflußten. Der Fehler in der Spannungsmessung für einen Frequenzbereich von 10^5 bis 10^7 Hz ist aus der Fehlerkurve ersichtlich (Abb. 2). Seine größte Abweichung beträgt 2,1 %, und

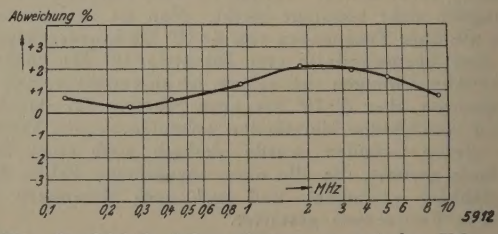

Abb. 2. Vergleich des Röhrenvoltmeters mit statischem Voltmeter

diese wirkt sich, da ja die Linearität erhalten geblieben ist, lediglich als Änderung für die Korrektionsgröße K aus. Der Gesamtfehler wird also, falls $V_2 > 20\ K$ ist, für die Gesamtmessung ebenfalls kleiner als 1 ‰.

Weitere Untersuchungen über den Einfluß auf die Meßgenauigkeit bei verschiedener Wahl des Arbeitspunktes auf der Röhrenkennlinie oder über den Einfluß der Betriebsspannungsänderungen für das Röhrenvoltmeter ergaben Abweichungen, die sich auch nur auf die Größe des Korrektionsfaktors K auswirkten und somit in den Gesamtfehler belanglos eingehen. Hiernach erhält somit (12) ihre sämtlichen Widerstandsmessungen zugrundeliegende endgültige Form:

$$R_{px} = \frac{1}{\omega \triangle C} \frac{V_2 + K}{V_1 - V_2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

Meßtechnisch ist die Verteilung der Gittervorspannungen (Abb. 3) so vorgenommen, daß über dem Potentiometer P_3 die Ruhegittervorspannung abgegriffen

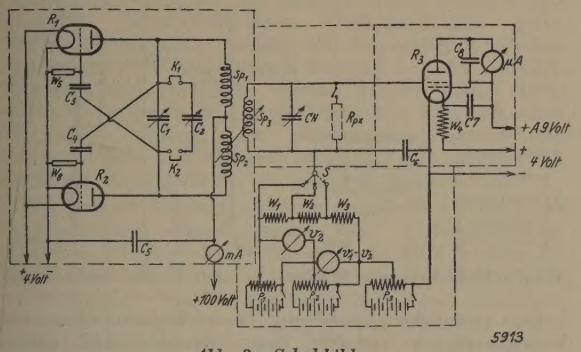

Abb. 3. Schaltbild

wird. Über dem Potentiometer P_1 kann die Spannung V_2 und über dem Potentiomter P_2 die Spannungsdifferenz V_1—V_2 direkt abgelesen werden. Die direkte Messung der Spannungsdifferenz gibt Gewähr dafür, daß selbst bei geringer zusätzlicher Bedämpfung des Resonanzkreises eine verhältnismäßig hohe Meßgenauigkeit erzielt werden kann. Ferner brauchen auch die Gleichspannungsvoltmeter keine Absolutwerte anzuzeigen, sie müssen nur unter sich genauestens abgeglichen sein.

Die Widerstände W_1, W_2 und W_3 in Abb. 3 dienen zur Ermittlung von ΔC, je nachdem ob man sich auf das halbe Quadrat der Resonanzspannung oder auf halbe Resonanzspannung beziehen will. Würde man diese Widerstände im Verhältnis dieser Spannungen aneinander reihen, so würde das für ΔC erforderliche Wechselspannungsverhältnis mit einem Fehler bestimmt werden, der sich errechnen läßt zu:

$$F\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) = \frac{0{,}41\,K}{V_r} \text{ bzw. } F\left(\frac{1}{2}\right) = \frac{K}{V_r} \quad . \quad . \quad (20)$$

Um diesen Fehler klein zu halten, wäre hiernach eine Bestimmung von ΔC bei möglichst hohen Resonanzspannungen erforderlich, was gleichspannungsseitig zu Schwierigkeiten führen würde. Es sind deshalb die Widerstände so korrigiert worden, daß für eine bestimmte Resonanzspannung das Spannungsverhältnis der Kompensationsspannung das zur Messung erforderliche Wechelspannungsverhältnis bedingt. Damit ist auch für ΔC ein Genauigkeitsgrad von $\pm$ 1 % gegeben.

Das im Anodenkreis des Röhrenvoltmeters liegende Mikroamperemeter sprach auf Spannungsänderungen von 0,03 V der Kompensation meßbar an. Bei 30 V Kompensationsspannung bewirkt nun ein 100fach größerer Widerstand als der Resonanzwiderstand des Kreises eine Änderung der Kompensationsspannung von 0,3 V, die also noch mit einer Genauigkeit von $\pm$ 10 % meßbar ist. Der Resonanzwiderstand am Meßkreis konnte nun bei 10^7 Hz noch auf maximal 100 kOhm gebracht werden, so daß bei dieser Frequenz noch Widerstände von 10 MOhm mit leidlicher Genauigkeit meßbar waren. Bei 10^5 Hz ließen sich Resonanzwiderstände von 1 MOhm und größer feststellen.

Messungen bei Frequenzen über $3 \cdot 10^7$ Hz ließen sich kaum noch ausführen, da hier bereits die Vorgänge am Schwingungskreis nicht mehr als rein quasistationär betrachtet werden konnten. Auch lassen sich bei sehr hohen Frequenzen infolge des ungünstigen Verhältnisses von Induktivität zur Kapazität keine ausreichend großen Resonanzwiderstände mehr erzielen.

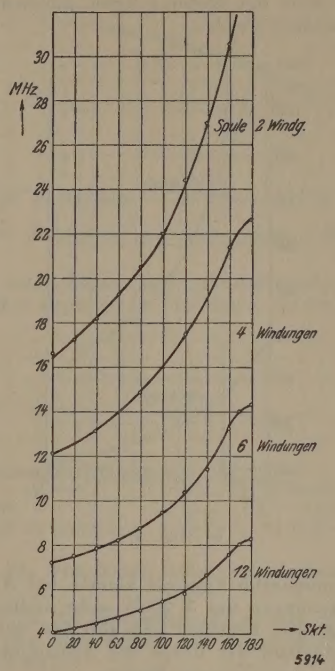

Abb. 4.

Als Hochfrequenzgenerator wurde ein Gegentaktsender (Abb. 3) verwendet. Um einen Frequenzbereich von 10^4 bis $5 \cdot 10^7$ Hz zu erzielen, wurden die Spulen auswechselbar gehalten. Die mit dem Sender unter Verwendung eines Kurzwellen-Drehkondensators mit geringer Anfangskapazität erzielte höchste Frequenz betrug hier 18^8 Hz (3 m). Bei niedrigen Frequenzen wurde jedoch der durch

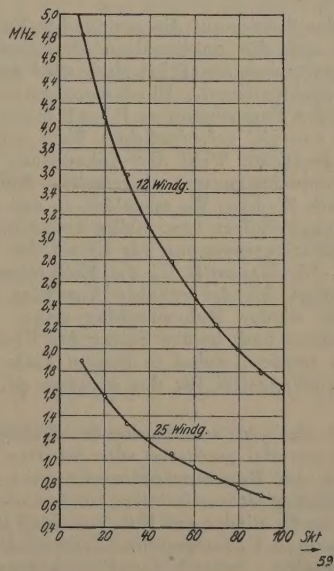

Abb. 5. Frequenzeichung bei 500 cm max. Schwingkreiskapazität

den Kurzwellen-Drehkondensator bestreichbare Frequenzbereich für die einzelnen Spulensätze zu gering. Es wurde deshalb ein zweiter Drehkondensator größerer Endkapazität in den Sender zuschaltbar miteingebaut. Der Sender wurde für die einzelnen Frequenzbereiche geeicht. Die Abhängigkeit der Frequenz von der Kondensatorstellung ist in den Abb. 4, 5 und 6 aufgetragen worden. Die Genauigkeit der Eichung kann durchschnittlich mit ± 0,5 % angesetzt werden.

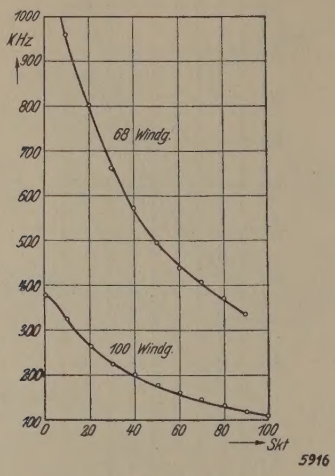

Abb. 6.

Eine Frequenzabhängigkeit konnte bei Änderung der Batteriespannungen um ± 20 % nicht nachgewiesen werden. Das gleiche Ergebnis ließ sich für die Energieentziehung innerhalb der durch die Ankopplung des Meßkreises bedingten Grenzen finden.

Damit wären alle praktisch möglichen Einflüsse auf die Meßgenauigkeit untersucht. Zusammenfassend läßt sich hierüber aussagen, daß für Widerstände, die 100fach größer als der Resonanzwiderstand sind, eine Meßgenauigkeit von ± 15 %, für Widerstände von 10facher Größe eine solche von ± 3 % und für Widerstände bis $^1/_{10}$ des Resonanzwiderstandes eine solche von ± 2 % gilt.

Ausführung einer Messung

Nachdem der Sender auf die gewünschte Frequenz eingestellt ist, und die notwendigen Betriebsspannungen dem Röhrenvoltmeter zugeführt sind, wird der Meßkreis auf Resonanz abgestimmt. Die Kompensationsspannung wird mittels des Potentiometers P_1 auf den zur genauen Bestimmung von ΔC erforderlichen Wert gebracht, und dann durch geeignete Wahl der Ankopplung auf Ruhestrom im Anodeninstrument eingestellt. Nun wird der Schalter S nach W_2 bzw. W_3 umgelegt, so daß die für das halbe Spannungsquadrat bzw. halbe Spannung erforderliche Kompensationsspannung am Gitter der Voltmeterröhre steht. Die Kapazität C_n des Meßkreises wird nun solange geändert, bis der erhöhte Ausschlag des Mikroamperemeters wieder Ruheausschlag zeigt. Diese Bestimmung konnte nach beiden Seiten der Resonanzkurve durchgeführt werden, wobei in diesem Falle jedoch die halbe Differenzkapazität für das gesuchte ΔC anzusetzen war.

Nun wird der zu untersuchende Widerstand dem Schwingkreis parallel geschaltet, der Schalter S nach W_1 zurückgestellt, auf Resonanz nachgestimmt — wobei die reinen Schaltkapazitäten eliminiert werden — mittels des Potentiometers P_1 wieder auf Ruheausschlag kompensiert und die Spannung V_2 festgestellt. Jetzt wird der Widerstand abgeschaltet, worauf die Resonanzspannung am Kreise etwas ansteigt. Dieser Zuwachs wird nun durch P_2 kompensiert, und die Spannungsdifferenz V_1—V_2 direkt an dem über P_2 liegenden Voltmeter abgelesen. Damit sind alle Größen bestimmt, die in (19) eingesetzt den gesuchten Hochfrequenzwiderstand ergeben.

Meßergebnisse — Auswertung

Die auf diese Weise gewonnenen Werte sind in einzelne Kurvenblätter aufgetragen worden. Bei allen diesen Kurven ist auffällig, daß sie erst von gewissen Frequenzen an Abweichungen vom Gleichstromwert zeigen. Es liegt deshalb ohne weiteres die Annahme nahe, diese Abweichungen auf einen rein kapazitiven Nebenschluß längs der Leiterelemente zurückzuführen.

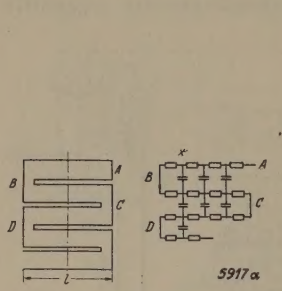

Abb. 7a. Mäanderförmige Schicht

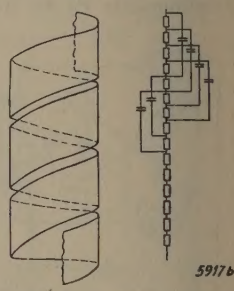

Abb. 7b. Gewendelte Schicht

Die räumliche Anordnung von Widerständen auf Keramikträgern verleitet dazu, Ersatzschemen aufzustellen, etwa in der Form, wie es in Abb. 7 eingezeichnet ist. Hiermit ist jedoch vollkommen willkürlich eine Kapazitätsverteilung angesetzt, die keineswegs wirklich vorhanden zu sein braucht. Bei den Ersatzbildern werden lediglich die zwischen den Wendel oder den einzelnen Mäandern stehenden Kapazitäten erfaßt, nicht aber jene über den Keramikträgern, die, vielfach als Hohlzylinder ausgebildet, eine völlig unregelmäßige Kapazitätsverteilung bedingen. Außerdem sind auch die Schichten nicht mehr als gänzlich homogen anzusehen.

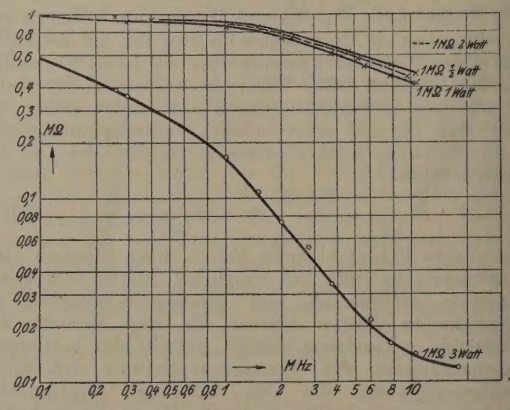

Abb. 8. Widerstände gewendelt 1 MOhm. versch. Belastbarkeit

Für das mäanderförmige Muster lassen sich wohl durch Ansetzen der Telegraphengleichungen unter gewissen Vernachlässigungen die Spannungs- und Stromverteilungen in Abhängigkeit von der Frequenz an jeder Stelle des Leiters angeben. Desgleichen läßt sich hieraus eine Widerstandsabhängigkeit von der Frequenz ermitteln. Eine Auswertung dieser Formeln erfordert jedoch eine Kenntnis der schädlichen Kapazitäten, die sich meßtechnisch infolge der hohen Ohmschen Widerstände nicht mehr erfassen lassen. Über niederohmige Nachbildungen konnten hingegen Kapazitätswerte gemessen werden, jedoch auch nur unter Voraussetzung weiterer Vernachlässigungen. Wurden nun diese Kapazitätswerte

in die aus der Theorie gefundenen Gleichungen eingesetzt, so ergaben sich Widerstandswerte, die mit den Meßwerten in keiner Weise übereinstimmten. Immerhin ist aus den theoretischen Betrachtungen so viel zu ersehen, daß die Frequenzabhängigkeit des Widerstandswertes recht komplizierte Funktionen haben kann. Aus diesen Gründen ist deshalb im folgenden von einem Vergleich zwischen theoretischen Erörterungen und praktischen Ergebnissen abgesehen worden.

Die Frequenzabhängigkeit des Widerstandswertes für gewendelte Widerstände verschiedener Belastbarkeit ist in Abb. 8 aufgetragen. Die 3-Watt-Type weist hierin einen völlig abnormen Verlauf auf. Es zeigt sich bei näherer Betrachtung, daß bei der Herstellung des Widerstandes die Glanzkohle sich auch im Innern des als Träger benutzten Keramikröhrchens niedergeschlagen hatte. Niederfrequenzmäßig spielen die Kapazitäten zwischen der gewendelten hochohmigen äußeren und der zylinderförmigen niederohmigen inneren Schicht keine Rolle, während sie bei diesen hohen Frequenzen praktisch einen Kurzschluß bilden. Der Gleichstromwiderstand der inneren Schicht betrug etwa 10 kOhm, also einen Wert, gegen den die Kurve zu konvergieren scheint.

Die anderen Widerstandstypen zeigen bis 1 MHz keine nennenswerten Abweichungen vom Gleichstromwert, erreichen jedoch sämtlich bei etwa 10 MHz bereits die Hälfte ihres Gleichstromwertes. Obgleich die Widerstände mit steigender Nennlast größere Dimensionen annehmen, ist ihr Verlauf unter sich ziemlich gleich, was darauf zurückzuführen ist, daß mit größer werdendem Träger zwar die kapazitätsbildenden Flächen größer werden, jedoch auch die Abstände, so daß die zusätzlichen Kapazitäten wieder ungefähr gleich sind.

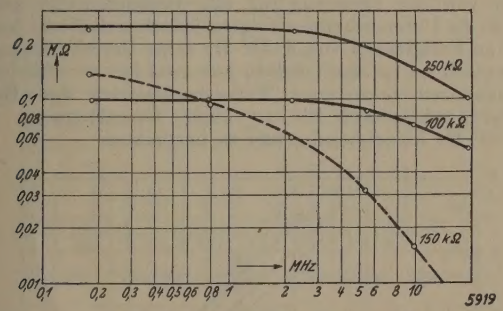

Abb. 9. Widerstände Schicht gewendelt

Ein ähnlich starker Abfall ist in Abb. 9 für den 150-kOhm-Widerstand zu finden. Es gilt hier die gleiche Erklärung wie bei der entsprechenden 1-MOhm-Type.

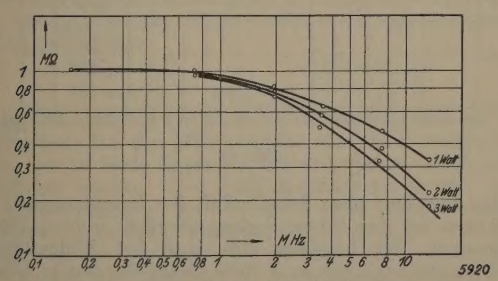

Abb. 10. Widerstände Schicht mäanderförmig

Bei Widerständen mit mäanderförmiger Schicht verschiedener Nennlasten zeigt sich in Abb. 10 zwar eine Abhängigkeit des Hochfrequenzwiderstandes, jedoch läßt hier eine Abschätzung der Kapazitäten keine weiteren Schlüsse zu. Das weitere gilt für Widerstände mit gewendelten Rillen (Abb. 11).

Ein Vergleich der Abb. 8, 10 und 11 untereinander ergibt, daß die gewendelten Schichten den geringsten Abfall aufweisen, was auch nach Abschätzung der schädlichen Kapazitäten durch diese hervorgerufen sein kann.

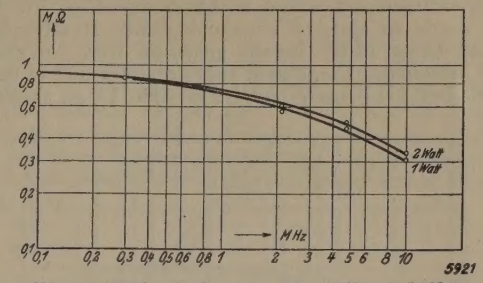

Abb. 11. Widerstände, gewendelte Rillen 1 MOhm

Es ist also anzunehmen, daß zylinderförmige Schichten noch geringeren kapazitiven Einflüssen unterworfen sind.

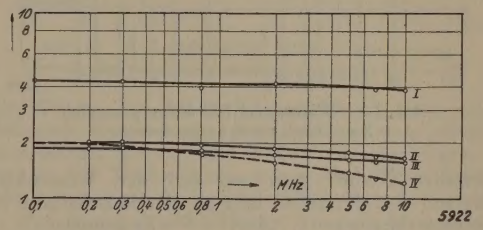

Abb. 12. Widerstände, Schicht zylinderförmig

Aus Abb. 12 ist der Frequenzgang solcher Widerstände zu ersehen. Die Widerstände haben verschiedene Durchmesser D, und zwar:

I	$D = 0{,}5$ mm	II	$D = 4$ mm
III	$D = 0{,}5$ mm	IV	$D = 6$ mm

Man kann also schließen, daß mit abnehmendem Durchmesser bei gleichen Widerstandswerten die Widerstandsverringerung ebenfalls abnimmt.

Außer rein kapazitiven Einflüssen kann auch noch der Verlustwinkel des Trägers eine Widerstandsverringerung herbeiführen. Eine Abschätzung des Verlustwiderstandes bei einer Kapazität von 0,3 pF, einem Verlustwinkel von $3 \cdot 10^{-2}$ und einer Frequenz von $1{,}6 \cdot 10^{7}$ Hz ergibt bereits einen Verlustwiderstand von etwa 1 MOhm. Eine Untersuchung eines in dieser Hinsicht als ungünstig anzusehenden Keramikträgers ergab dann auch bei 10^{6} Hz einen Verlustwiderstand von 3,2 MOhm. Bessere Träger lieferten Werte von 6 bis etwa 25 MOhm.

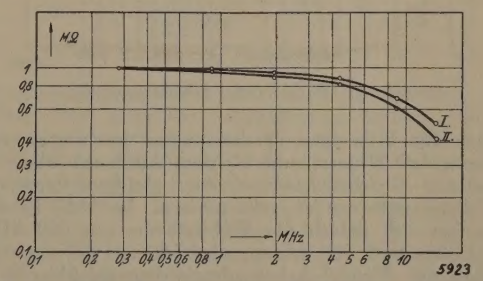

Abb. 13. Widerstände gewendelt: Einfluß des Schutzlackes

Bei allen technischen Widerständen sind die empfindlichen Schichten noch mit einer Schutzschicht aus Lack überzogen. Wie weit schlechter Schutzlack den Hochfrequenzwiderstand beeinflussen kann, zeigt Abb. 13 (I ohne Schutzlack, II mit Schutzlack). Eine gute Schutzschicht mit geringen Hochfrequenzverlusten und kleiner

Dielektrizitätskonstante ergab jedoch nur Abweichungen innerhalb der Meßgenauigkeit.

Alle diese Untersuchungen lassen vermuten, daß der Hochfrequenzwiderstand auch dann vorhanden ist, wenn der Gleichstromwiderstand praktisch unendlich ist. Deshalb wurde an einem Widerstand, dessen Hochfrequenzverlauf (Abb. 14 III) bereits gemessen war, die gewendelte Schicht der Länge nach aufgeschnitten und so untersucht. Der Frequenzverlauf ist in Abb. 14 als Gerade I

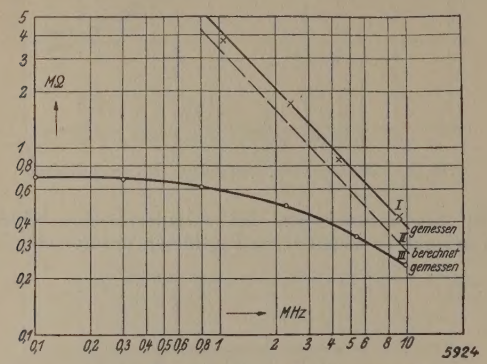

Abb. 14. Widerstand 700 kOhm gewendelt. Der Länge nach aufgeschnitten

dargestellt. Nimmt man an, daß der Wechselstromwiderstand sich darstellen läßt als Parallelschaltung eines frequenzunabhängigen, dem Gleichstromwert entsprechenden Widerstandes mit einem frequenzabhängigen Widerstand, so ergibt sich im doppelt-logarithmischen Papier hieraus die gestrichelte Gerade II. Beide Geraden haben nahezu den gleichen Verlauf. Sie unterscheiden sich lediglich in ihren Widerstandswerten bei gleichen Frequenzen. Dieser Unterschied ist einerseits darauf zurückzuführen, daß ja ein Teil der Widerstandsschicht durch das Auftrennen zerstört wurde, andererseits dadurch, daß auch die Potentialverteilung längs des Trägers eine etwas andere geworden ist.

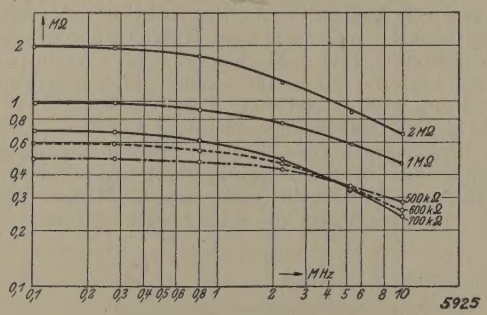

Abb. 15. Widerstände, Schicht gewendelt

Nach den bisherigen Erscheinungen ist weiter anzunehmen, daß Widerstände gleichen Aufbaues aber verschiedener Gleichstromwerte den gleichen kapazitiven Einflüssen unterworfen sein müssen. In Abb. 15 überschneiden sich jedoch die Widerstände von 500 kOhm, 600 kOhm und 700 kOhm, obgleich sie völlig gleichen Aufbau der Wendel haben, desgleichen in Abb. 16 die mäanderförmigen Schichten von 3 MOhm und 5 MOhm. Hierzu sind die entsprechenden frequenzabhängigen Parallelwiderstände errechnet und in Abb. 17 aufgetragen worden. Die Abweichungen sind jedoch zu groß, um in die Fehlergrenze miteinbezogen werden zu können. Es wurde deshalb angenommen, daß in diesen Fällen die Inhomogenität der Schichten den Frequenzgang mitbeeinflußt.

Die Geraden bilden verschiedene Winkel mit der Abszisse. Der frequenzabhängig gedachte Teil des Gesamtwiderstandes läßt sich also darstellen durch eine Funktion von der Form:

$$R_{p\omega} = \frac{A}{\omega^n}$$

wobei n und A für den Widerstand charakteristische Konstanten sind.

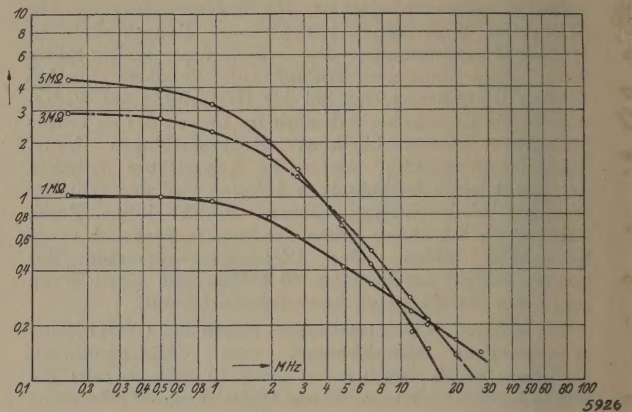

Abb. 16. Widerstände, Schicht mäanderförmig

n hatte bei allen untersuchten Widerständen Werte von 1 bis 1,44 und A solche von 10^{11} bis 10^{15}. Es ist nun nicht anzunehmen, daß eine derartig einfache Abhängigkeit von der Frequenz für alle Frequenzwerte gelten wird; die Untersuchungen zeigten jedoch, daß dieser Ansatz bis zu Frequenzen von $5 \cdot 10^7$ Hz seine Berechtigung hat. Hiernach ist es also möglich, aus zwei bei verschiedenen Frequenzen gemessenen Widerstandswerten den Hochfrequenzwiderstand bis zu einer Grenzfrequenz von $5 \cdot 10^7$ Hz hinreichend genau zu bestimmen.

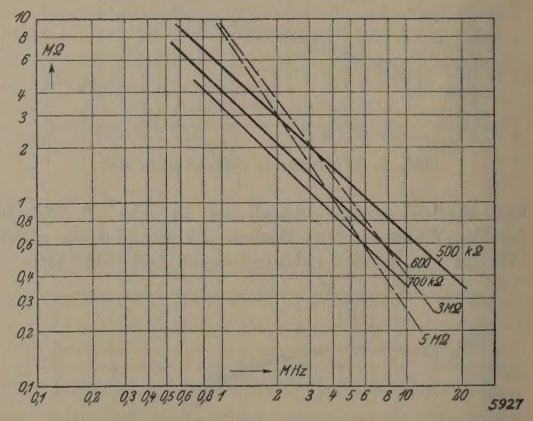

Abb. 17

Die Annahme über den Einfluß der Inhomogenität der Schichten auf den Frequenzgang erfordert weitere Untersuchungen. Sie bestätigt sich auch bei Widerständen gleichen Aufbaus mit so großen Unterschieden in Gleichstromwert, daß ein Überschneiden der Kurven nicht mehr feststellbar war. Die hochfrequenten Widerstandswerte sind für die Widerstände selbst als auch für ihre angenommenen frequenzabhängigen Teile in Abb. 18 eingetragen worden.

Bringt man mittels eines Bleistiftes eine dünne Graphitschicht auf einen Keramikträger so auf, daß die Berührung der einzelnen Graphitteilchen als lose anzu-

sehen ist, so zeigt der Hochfrequenzwiderstand eine Abhängigkeit nach Abb. 19 I. Diese Schicht wurde dann mit einem weichen Lederlappen festgerieben. Obgleich ein beträchtlicher Anteil der Graphitschicht am Leder haften blieb, ging sogar der Gleichstromwert von 2,22 auf

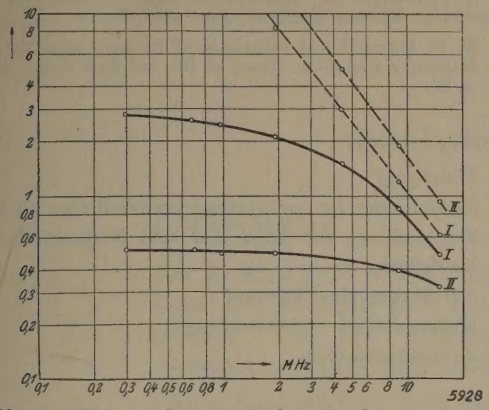

Abb. 18. Widerstände mit gleicher Wendel, verschiedener Schichtdicke

2,18 MOhm zurück. Durch das Reiben sind nun die Teilchen in engere Berührung miteinander gekommen, die Schicht ist besser homogen. Der jetzt aufgenommene Frequenzgang zeigt nach II wesentlich kleinere Abweichungen vom Gleichstromwert als zuvor.

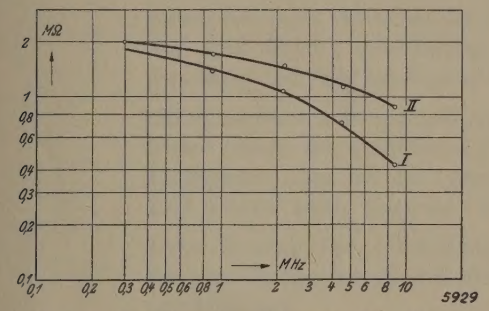

Abb. 19. Bleistiftstrich auf keramischem Material

Eine lockere Verteilung der einzelnen die Schicht bildenden Teilchen wird, sofern man von thermischen oder anderen geringfügigen Einflüssen absieht, vielfach zur Erklärung des niederfrequenten Rauschens herangezogen. Der Frequenzverlauf von Widerständen verschiedener Rauschspannung ist in Abb. 20 aufgetragen. Die hier zugehörigen Werte sind aus der untenstehenden Tabelle ersichtlich.

I = 8 μV	II = 14 μV
III = 27 μV	IV = 22 μV.

Die Bestimmung der Rauschspannungen wurde so vorgenommen, daß den Widerständen eine Batteriespannung über vier in Serie liegender Drosseln hoher Induktivität zugeführt wurde. Über zwei Kapazitäten konnte dann die Rauschspannung auf das Gitter eines Niederfrequenzverstärkers, dessen Verstärkungsgrad von 10^5 bis etwa $5 \cdot 10^6$ regelbar war, gekoppelt werden. Die am Ausgang des Verstärkers gemessenen Spannungen wurden dann mit Spannungen verglichen, die über diesen Verstärker von einem geeichten Rauschnormal geliefert wurden. Die im Rauschnormal entstehenden Spannungen beruhen auf dem Barkhausen-Effekt. Sie werden von einer zwischen einem permanenten Magneten rotierenden Scheibe in eine ankoppelbare Spule induziert. Die so entstehenden Rauschspannungen waren in Abhängigkeit vom Kopplungsgrad aus einer Eichkurve zu entnehmen.

Die Rauschspannungen der Widerstände liegen in einem Verhältnis von 1 : 3. Ein Vergleich dieser Werte mit den Kurven (Abb. 20) ergibt jedoch kein eindeutiges Bild. Der hierbei zu erwartende Einfluß ist also anscheinend so gering, daß er über die Meßgenauigkeit nicht merklich hervortritt.

Weitere Untersuchungen über die Inhomogenität wurden an sehr dünnen Silberschichten vorgenommen. Diese wurden im Laboratorium nach dem Aufdampfverfahren im Hochvakuum aufgebracht. Sie zeigten gleichstrommäßig schon starke Schwankungen des Widerstandswertes bei geringen Spannungsänderungen. Hochfrequent ergaben sich gleichfalls bei jeder neu ausgeführten Messung

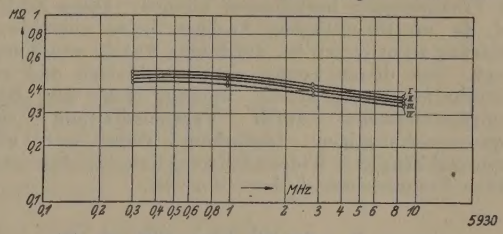

Abb. 20. Widerstände 500 kOhm. Frequenzgang bei verschiedenen Rauschwerten

andere Werte. Die Hochfrequenzwerte für einen solchen Widerstand, der, bei geringer Gleichspannung gemessen, etwa 4 MOhm betrug, sind in Abb. 21 eingetragen. Die Streuung der Werte kann in gewisser Weise Kontaktschwankungen innerhalb der Schicht zugeschrieben werden, was darauf zurückzuführen ist, daß die nur einige Molekülduchmesser starken Schichten den Feuchtigkeits- und Oxydationseinflüssen der Luft stark unterliegen. Bei hohen Frequenzen können wahrscheinlich die einzelnen Molekülgruppen der großen Wechselzahl nicht mehr ganz folgen, weshalb auch die Streuung mit zunehmender Frequenz abnimmt. Außerdem tritt auch der kapizitive Einfluß infolge der Schichtinhomogenität mit wachsender Frequenz stärker in den Vordergrund.

Untersuchungen über das hochfrequente Verhalten aller bisher gemessenen Widerstände bei Temperaturändeungen zeigten Abweichungen, die die Meßgenauigkeit nur wenig überschritten.

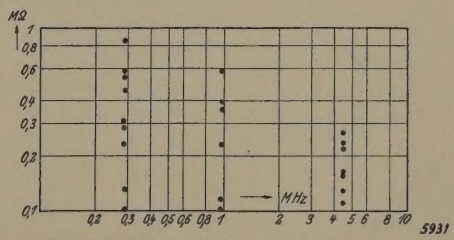

Abb. 21. Silberschicht

Feuchtigkeitseinflüsse waren lediglich an Schichten feststellbar, die keinerlei Schutzüberzug hatten. Hierbei änderten sich jedoch auch die Gleichstromwerte in solchem Maße, daß für die Hochfrequenzwerte eindeutige Schlüsse nicht gezogen werden konnten.

Überblickt man das Vorstehende, so ergibt sich, daß die herangezogenen Erklärungen für die Abweichungen noch weiterer Bestätigungen bedürfen. Deshalb müßten die Untersuchungen auch auf noch höhere Frequenzen ausgedehnt werden. Das beschriebene Meßverfahren eignet sich jedoch aus bereits angeführten Gründen nicht mehr für Frequenzen über $3 \cdot 10^7$ Hz. Eine Möglichkeit, den Frequenzbereich für diese Untersuchungen zu erweitern, bieten Messungen an Lechersystemen. Diese Aufgabe läßt sich sowohl theoretisch als auch experimentell durchführen. Erst die hierbei gefundenen Werte können die gesamten Verhältnisse weiter klären.

Zusammenfassung

Die bisherigen Erklärungen für das ungewöhnliche Verhalten von Schichtwiderständen bei hohen Frequenzen konnte noch nicht allen Eigenarten gerecht werden. Eine kritische Betrachtung der Meßmethoden ergab, daß z. T. unter Vernachlässigungen gemessen wurde, die keinen ausreichenden Genauigkeitsgrad zuließen. Es ist deshalb ein neues Meßverfahren entwickelt und auf seine Meßfehler eingehend untersucht worden.

Die Ergebnisse zeigten, daß außer rein kapazitiven Einflüssen auch die Inhomogenität der überaus dünnen Schichten und die Verluste der Schichtträger beträchtlich den Frequenzgang beeinflussen können. Diese Schlüsse sind, da aus theoretischen Ansätzen keine ausreichende Erklärung zu erwarten ist, durch eine Anzahl von Kurven belegt. Aus diesen konnte dann geschlossen und auch meßtechnisch nachgewiesen werden, daß der Hochfrequenzwiderstand durch Parallelschaltung eines frequenzunabhängigen Ohmschen Teils mit einer frequenzabhängigen Widerstandsfunktion für den untersuchten Frequenzbereich darstellbar ist.

Literaturverzeichnis

1. Mario Boella: Sul comportamento alle alte frequenze di alcuni tipi di resistenze elevate in uso nei radiocircuiti. Alta Frequenza, April 1934, S. 132.

2. O. S. Puckle: The behaviour of high resistances at high frequencies. Wireless Engineer, Juni 1935, S. 303.

3. W. R. Ferris: Input resistance of vacuum tubes as ultra high frequency amplifiers. Proc. of Inst. of Rad. Eng., Januar 1936, S. 82.

Inhaltsübersicht

1. Einleitung
2. Bestimmung der zur Messung verwendbaren Formeln
3. Beschreibung der Apparatur und Betrachtung der Meßfehler
4. Ausführung einer Messung
5. Meßergebnisse — Auswertung
6. Zusammenfassung

Lebenslauf

Am 7. Mai 1911 wurde ich, Hans Martin Emil Strack, als Sohn des Hotelbesitzers Emil Strack in Wollin (Pomm.) geboren. Ich bin deutscher Staatsangehöriger, arischer Abstammung und evangelischen Bekenntnisses.

Meine Reifeprüfung legte ich im März 1932 an der Tirpitz-Oberrealschule zu Swinemünde ab. Anschließend ließ ich mich an der Universität zu Berlin immatrikulieren. Im Frühjahr 1933 wechselte ich zur Universität in Göttingen und kehrte zum Sommersemester 1934 nach Berlin zurück. Am Schlusse dieses Semesters meldete ich mich zum einjährigen freiwilligen Dienst bei der Wehrmacht. Nach Erfüllung der aktiven Dienstpflicht nahm ich mein Studium an der Universität zu Berlin wieder auf und begann gleichzeitig am Institut für Schwingungsforschung mit der vorliegenden Arbeit.

Allen meinen Lehrern während meiner Studienzeit gilt mein bester Dank, im besonderen Maße jedoch Herrn Prof. Dr. G. Leithäuser, dem ich die Anregung zu dieser Arbeit verdanke und dessen stetes Interesse sie weitgehend förderte.

Dem Institut für Schwingungsforschung danke ich für die Bereitstellung aller Mittel, die die Durchführung dieser Arbeit ermöglichten.

Preußische Druckerei- und Verlags-A.-G. Berlin